

В. В. СУДАКОВ

## ИЗОТОПИЧЕСКИ ИНВАРИАНТНАЯ ТЕОРИЯ $\beta$ -РАСПАДА

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 16 IV 1953)

Будем рассматривать электрон, позитрон и нейтрино как триаду, соответствующую изотопическому спину, равному единице (1). Именно: вместо  $\psi_e, \psi_e^+, \psi_\nu$  — электронного, позитронного и нейтринного полей мы вводим 3 действительных поля, являющихся компонентами изотопического вектора  $\vec{\psi}$  легких частиц

$$\psi_\xi = \frac{\psi_e^+ + \psi_e}{\sqrt{2}}, \quad \psi_\eta = \frac{\psi_e^+ - \psi_e}{i\sqrt{2}}, \quad \psi_\zeta = \psi_\nu. \quad (1)$$

Для операторов полей используется представление Майорана, в котором зарядово сопряженное с  $\psi$  поле  $\bar{\psi}$  совпадает с эрмитовски сопряженным полем  $\psi^\dagger$ . В этом представлении нейтринное поле  $\psi_\nu$ , которое мы считаем действительным, будет эрмитовским оператором. Требуя, чтобы  $\beta$ -взаимодействие было изотопически инвариантным, однозначно получаем его вид

$$V = g' (\vec{\psi} \times O\vec{\psi}) (\Psi^+ O\vec{\tau}\Psi), \quad (2)$$

$\vec{\psi} \times O\vec{\psi}$  в (2) — векторное произведение изотопического вектора  $\vec{\psi}$  на изотопический вектор  $O\vec{\psi}$ ;  $O$  — матричный оператор, соответствующий определенному варианту теории;  $\Psi$  — оператор нуклонного поля, состоящий из 8 компонент; первые 4 компоненты соответствуют нейтронному полю, последующие 4 — протонному полю;  $\vec{\tau}$  — матричный вектор, встречающийся в теории изотопического спина.

$g'$  следующим образом связана с обычной константой  $\beta$ -распада  $g$ :

$$g' = \frac{g^i}{2^{3/2}}. \quad (2a)$$

Рассмотрим любую, например,  $\zeta$ -компоненту  $\vec{\psi} \times O\vec{\psi}$ :

$$(\vec{\psi} \times O\vec{\psi})_\zeta = \psi_\xi O\psi_\eta - \psi_\eta O\psi_\xi = \psi_\xi (O + \bar{O})\psi_\eta; \quad (3)$$

$\bar{O}$  — транспонированный оператор  $O$ . При выводе (3) использована антикоммутативность различных компонент  $\vec{\psi}$ .

В представлении Майорана матрицы  $O$  симметричны для векторного и тензорного вариантов и антисимметричны для скалярного, псевдовекторного и псевдоскалярного вариантов, т. е. для последних трех вариантов выражение (3) обращается в нуль.

Итак, в изотопически инвариантной теории  $\beta$ -распада возможна лишь линейная комбинация векторного и тензорного вариантов.

Ограничить число вариантов, одновременно входящих в  $\beta$ -взаимодействии, можно также, требуя симметрии гамильтониана взаимодействия относительно одновременной замены электронов на позитроны и нейтронов на протоны <sup>(2)</sup>.

Это требование совместимо с линейной комбинацией либо векторного и тензорного варианта, либо скалярного, псевдовекторного и псевдоскалярного вариантов. Наличие двух возможностей является недостатком работы <sup>(2)</sup>, так как вторая возможность отвергается экспериментом <sup>(3)</sup>.

Теорию  $\beta$ -распада через виртуальные изобары, предложенную Я. Б. Зельдовичем <sup>(4)</sup>, также можно сделать изотопически инвариантной.

Запишем в изотопически инвариантном виде взаимодействие изотопического вектора легких частиц  $\bar{\psi}$  с изотопическими спинорами нуклонного поля  $\Psi$  и изобарного поля  $Z$ :

$$V_Z = g_Z \sum_{\alpha, \beta} (\gamma_4)_{\alpha\beta} \bar{\psi}_\alpha (Z^+ \tau \Psi_\beta) + \text{эрм. сопр.} \quad (4)$$

Здесь  $\gamma_4$  — дираковский оператор;  $\alpha, \beta$  — спинорные индексы. Изобарное поле предполагается скалярным. Построено оно аналогично нуклонному полю: первые 4 компоненты соответствуют полю изобара нейтрона, последующие 4 — поля изобара протона. В соответствии с <sup>(5)</sup> изобар нейтрона и изобар антинейтрона считаются различными частицами.

$\beta$ -распад получается теперь как процесс второго порядка при единственном взаимодействии (4).

(4) может дать  $\beta$ -взаимодействие лишь в изотопически инвариантном виде, т. е.  $\beta$ -взаимодействие будет линейной комбинацией векторного и тензорного вариантов, что автоматически обеспечивает правильную форму разрешенного  $\beta$ -спектра.

В заключение выражаю благодарность акад. Л. Д. Ландау за ценные обсуждения.

Поступило  
11 III 1953

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> V. Votruba, Phys. Rev., 85, 141 (1952). <sup>2</sup> H. A. Tolhoek, S. R. de Groot, *ibid.*, 84, 150 (1951). <sup>3</sup> L. M. Langer, R. J. D. Moffat, *ibid.*, 82, 635 (1951). <sup>4</sup> Я. Б. Зельдович, ДАН, 89, 33 (1953). <sup>5</sup> Я. Б. Зельдович, ДАН, 86, 505 (1952).